ВПЛИВ ІНТЕНСИВНОСТІ ЕЛЕКТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ НА УТВОРЕННЯ І ВІДПАЛ VO-ЦЕНТРІВ У КРЕМНІЇ ПРИ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

М.М. КРАСЬКО,¹ А.М. КРАЙЧИНСЬКИЙ,¹ А.Г. КОЛОСЮК,¹ В.Б. НЕЙМАШ,¹ В.А. МАКАРА,² Р.В. ПЕТРУНЯ,² В.Ю. ПОВАРЧУК,¹ В.В ВОЙТОВИЧ¹

¹Інститут фізики НАН України

(Просп. Науки, 46, Київ 03650; e-mail: krasko@iop.kiev.ua)

УДК 621.315.592 ©2010 ²Київський національний університет ім. Тараса Шевченка, фізичний факультет (Просп. Академіка Глушкова, 2, Київ 03680)

Лосліджено кінетику накопичення комплексу вакансія-кисень (VO) у n-Si, вирощеного методом Чохральського (Cz), при різних інтенсивностях імпульсного 1 МеВ електронного опромінення при 360 °С. Показано, що при опроміненні, коли одночасно іде утворення та відпал VO, кінетика їх накопичення є нелінійною і має вигляд кривої з насиченням внаслідок наявності саме відпалу. Виявлено, що існує гранична (максимальна) концентрація VO, яка визначається як інтенсивністю опромінення, так і температурою зразків при опроміненні. Виявлено також, що інтенсивність опромінення кремнію 1 МеВ електронами при високих температурах може суттєво стимулювати відпал ними ж створених комплексів VO. При 360 °C зміна інтенсивності потоку опромінення в імпульсі від 1,25·10¹⁵ до $1,25{\cdot}10^{16}$ електрон/(см²с) помітно не впливає на ефективність утворення VO в n-Si, але приблизно на два порядки прискорює їх відпал.

1. Вступ

Процеси утворення та відпалу радіаційних дефектів у напівпровідниках зазвичай досліджують окремо. Спочатку йдуть процеси утворення дефектів при певній температурі, а потім, після опромінення, коли у кристалі присутня необхідна концентрація радіаційних дефектів, вивчають процеси відпалу дефектів при більш високій температурі порівняно з температурою опромінення. При цьому випадає з розгляду взаємозв'язок цих двох процесів, а також одночасний вплив на ці процеси збурення кристала іонізуючим опроміненням. Тому цікавим є дослідження утворення та відпалу радіаційних дефектів при такій температурі, коли утворювані опроміненням дефекти ефективно відпалюються.

У цьому відношенні зручним для дослідження є комплекс VO у кристалах Cz n-Si. У таких криста-

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №7

лах концентрація кисню набагато більша від концентрацій інших домішок, і тому після опромінення концентрація VO набагато перевищує концентрацію інших вакансійних дефектів. Крім того, властивості VO досліджують уже протягом півстоліття і на сьогодні досить добре вивчені при температурах опромінення, коли вони є стабільними. Із даних по вимірюванню ефекту Холла [1-3] і релаксаційної спектроскопії глибоких рівнів (DLTS) [4-7] встановлено, що VO має акцепторний рівень $E_{\rm VO}(-/0) \approx E_{\rm c} - 0,17 \text{ eB}$ і є активним рекомбінаційним центром [5]. За допомогою електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) вдалося з'ясувати структуру VO центра [8]. Комплекс VO спостерігається у спектрах інфрачервоного поглинання у двох зарядових станах: у нейтральному і від'ємно зарядженому [9–12]. При кімнатній температурі смуга поглинання для нейтрального стану розташована біля 830 см⁻¹ і для від'ємно зарядженого стану біля 877 см⁻¹. За низьких температур положення цих смуг зсувається у високочастотну область: 835 і 885 см $^{-1}$ відповідно. Комплекс VO відпалюється при температурах $T \ge 300$ °С [4, 5, 9, 10]. У Сz Si значна частина VO може відпалюватися шляхом міграції як ціле з захопленням на кисень, утворюючи комплекс VO₂ [10, 13]. Електричну активність цей дефект проявляє в метастабільній конфігурації VO₂, якій належить мілкий акцепторний рівень $E_{\rm c} - 0,06$ eB [14]. Нині VO залишається актуальним об'єктом для експериментальних та теоретичних досліджень [15-18].

У недавніх експериментах з високотемпературного опромінення [19–22] і попередніх [23, 24] DLTS методикою було показано, що VO в Si може залишатися основним радіаційним дефектом навіть тоді, коли температура опромінення більша або дорівнює тем-



Рис. 1. Часові (a) та дозові (b) залежності концентрації VO при різних інтенсивностях 1 МеВ електронного опромінення при 360 °C: 1 – 2; 2 – 1; 3 – 0,45; 4 – 0,2 мкА/см². Точки – експеримент; суцільні криві – розрахунок за формулою (10)

пературі відпалу VO ($T \ge 300$ °C). Цей результат є цікавим з наукової точки зору, але детально кінетика накопичення VO при високотемпературному опроміненні і фактори, які при цьому впливають, ще майже не досліджено. Хоча розуміння процесів утворення та еволюції радіаційних дефектів у кремнії, який знаходиться в екстремальних умовах опромінення, може бути корисне і для практичного застосування.

Метою даної роботи було дослідити процеси накопичення VO в Cz *n*-Si при температурі їх ефективного відпалу залежно від інтенсивності електронного опромінення.

2. Експеримент

Було використано зразки С
zn-Si з концентраціями фосфору [P] $\approx 1\cdot 10^{15}~{\rm cm}^{-3}$, кисню
 [O_i] = (6–7)\cdot 10^{17}~{\rm cm}^{-3}та вуглецю [C_s] $\leq 5\cdot 10^{16}~{\rm cm}^{-3}$. Як уже вище сказано, у цих зразках концентрація кисню на-

багато перевищує концентрацію інших домішок та радіаційних дефектів після опромінення, і можна вважати, що всі вакансії, які утворилися в результаті розпаду пар Френкеля, ідуть на утворення VO.

Опромінення проводили на імпульсному прискорювачі електронів: тривалість імпульсу $t_p = 3,3$ мкс, скважності́ s = 1000, енергія електронів $E_{\rm e}$ = 1 МеВ. Середні значення діапазону інтенсивностей потоку електронів становили $\langle J \rangle = 0,2{-}2$ мк
А/см² або в імпульсі — це відповідно $J_p = 1,25{-}10^{15}{-}1,25{\cdot}10^{16}$ електрон/(см²с). Температура при опроміненні становила 360 °C. В експерименті температуру 360 °C було вибрано як оптимальну, коли йдуть процеси як утворення, так і відпалу VO. Нагрів зразків відбувався за допомогою спеціальної печі. Стабілізацію температури проводили високоточним регулятором температури. Після опромінення піч одразу вимикали. Оцінки показують, що концентрація VO під час охолодження від 360 до 300 °C зменшиться не більше ніж на 2–3%. Для визначення параметрів термічного відпалу VO частину зразків опромінювали при кімнатній температурі, а потім відпалювали при 360 °С.

В експерименті досліджували часові та дозові залежності концентрації VO за різних інтенсивностей опромінення при 360 °С. Кожній точці на цих залежностях відповідає окремий опромінений зразок. Концентрацію VO після опромінення визначали з температурних залежностей ефекту Холла. Перезарядку рівня цього дефекту (E_c -0,17 еВ) чітко видно на температурних залежностях ефекту Холла, що дозволяє з достатньою точністю обчислювати його концентрацію.

3. Результати та їх обговорення

3.1. Експериментальні результати

На рис. 1 наведено часові (*a*) та дозові (*b*) залежності концентрації VO при різних інтенсивностях електронного опромінення. Разом ці залежності більш повно характеризують вплив інтенсивності опромінення *J* на накопичення VO: часові – на швидкість накопичення $(\frac{d[VO]}{dt})$, а дозові – на ефективність накопичення $(\frac{d[VO]}{d\Phi})$. Зв'язок між ефективністю і швидкістю накопичення VO такий:

$$\frac{d[\text{VO}]}{d\Phi} = \left(\frac{1}{J}\right) \left(\frac{d[\text{VO}]}{dt}\right). \tag{1}$$

Величина $\frac{d[VO]}{d\Phi}$ – це концентрація VO, утворених 1-м електроном опромінення, і тому може бути об'єктив-

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №7



Рис. 2. Залежність початкової швидкості накопичення VO (a) і концентрації VO у насиченні (b) від інтенсивності імпульсного електронного 1 МеВ опромінення при 360 °C

ним параметром для кількісного порівняння при різних інтенсивностях опромінення.

Із експериментальних даних, наведених на рис. 1, бачимо, що:

а) накопичення VO при 360 °C має вигляд кривої з насиченням і відбувається якісно однаково при всіх J;

б) початкова швидкість накопичення VO-центрів $\frac{d[VO]}{dt}(t \to 0) \in$ лінійною функцією інтенсивності опромінення J (див. рис. 2,*a*), а ефективність їх утворення є сталою величиною $\frac{d[VO]}{d\Phi}(t \to 0) = (7, 9 \pm 0, 3) \times 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, тобто не залежить від інтенсивності опромінення;

в) концентрація VO у насиченні ($[VO]_{max}$) зростає при збільшенні інтенсивності опромінення J з тенденцією до насичення, що і показано на рис. 2, δ .





Рис. 3. Схема накопичення VO під час імпульсного високотемпературного електронного опромінення при 360 °С. Масштаб і пропорції не збережено

3.2. Кінетика накопичення VO

Накопичення VO під час імпульсного електронного опромінення при 360 °C є результатом періодичної дії двох почергових процесів (рис. 3):

а) під час дії імпульсу відбувається утворення VO з фактором генерації вільних вакансій $\lambda_{\rm V}$ та одночасно їх відпал зі сталою часу τ_1 ;

б) між імпульсами іде тільки термічний (без дії радіації) відпал VO, який характеризується параметром τ₂.

У результаті реальна крива накопичення VO є пилкоподібна, а експериментальну криву отримують вимірюванням концентрації VO у деяких мінімумах цієї пилкоподібної залежності. Однак амплітуди цих стрибків є незначними у порівнянні з похибкою вимірювання концентрації дефектів. Тому залежність [VO] від часу (чи дози) опромінення є плавною функцією. Але при розгляді фізики процесів пилкоподібність залежності необхідно враховувати.

Запишемо кінетику накопичення VO для кількох перших періодів.

1 період:

Система кінетичних рівнянь при дії імпульсу опромінення буде мати два рівняння, які описують утворення і відпал вакансій V та VO:

$$\begin{cases} \frac{d[V]}{dt} = \lambda_{V} - \chi_{VO}[V][O_{i}], \\ \frac{d[VO]}{dt} = \chi_{VO}[V][O_{i}] - \frac{[VO]}{\tau_{1}}, \end{cases}$$
(2)

795

де $\lambda_{\rm V}$ – швидкість генерації вільних вакансій, $\chi_{\rm VO}$ – константа захоплення вакансії на кисень.

Як випливає з [25], час життя вакансій в *n*-Si не перевищує 1 мкс. Це означає, що за час тривалості електронного імпульсу ($t_p = 3,3$ мкс) у (2) встановлюється стаціонар по вакансіях (d[V]/dt = 0). З урахуванням початкових умов $[VO]|_{t=0} = 0$ отримуємо концентрацію VO на момент закінчення імпульсу:

$$[VO]_{P1} = \lambda_V \tau_1 \left(1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau_1}\right) \right).$$
(3)

Після закінчення імпульсу опромінення іде термічний відпал VO, які накопичилися за час дії імпульсу:

$$\frac{d[\mathrm{VO}]}{dt} = -\frac{[\mathrm{VO}]}{\tau_2}.\tag{4}$$

Розв'язок (4) при початковій умові $[VO]|_{t=0} = [VO]_{P1}$ дає результуючу концентрацію VO за перший період опромінення

$$[\mathrm{VO}]_1 = [\mathrm{VO}]_{P1} \exp\left(-\frac{t_{\mathrm{off}}}{\tau_2}\right),$$

де t_{off} – час між імпульсами. Або з урахуванням (3):

$$[VO]_1 = \lambda_V \tau_1 \left(1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau_1}\right) \right) \exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_2}\right).$$
(5)

2 період:

Усі кінетичні рівняння такі ж, як і для першого періоду опромінення, але початкові умови інші. Накопичення VO при другому імпульсі починається з концентрації, яка залишилася на момент початку другого імпульсу, тобто [VO]₁. Відповідно отримуємо

$$[VO]_{P2} = \lambda_V \tau_1 \left(1 - \exp\left(-\frac{t_p}{\tau_1}\right) \right) \times \left[1 + \exp\left(-\frac{t_p}{\tau_1}\right) \exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_2}\right) \right],$$
(6)

$$[VO]_{2} = \lambda_{V}\tau_{1}\left(1 - \exp\left(-\frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right)\right) \times \left[1 + \exp\left(-\frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right)\exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}}\right)\right] \exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}}\right).$$
(7)

При аналогічному підході

3 період:

$$[VO]_{3} = \lambda_{V}\tau_{1}\left(1 - \exp\left(-\frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right)\right)\left[1 + \exp\left(-\frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right) \times \exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}}\right) + \left(\exp\left(-\frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right)\exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}}\right)\right)^{2}\right] \times \exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}}\right),$$

$$(8)$$

п період:

$$[VO]_{n} = \lambda_{V}\tau_{1}\left(1 - \exp\left(-\frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right)\right)\left[1 + \exp\left(-\frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right) \times \exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}}\right) + \ldots + \left(\exp\left(-\frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right)\exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}}\right)\right)^{n-1}\right] \times \exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}}\right).$$

$$(9)$$

У квадратних дужках виразу (9) маємо геометричну прогресію і тому запишемо його більш компактно. Врахуємо також, що число імпульсів опромінення – це відношення часу опромінення до періоду між імпульсами $n = t/(t_{\text{off}} + t_p)$. У результаті отримуємо вираз для опису кінетики накопичення VO при високотемпературному імпульсному електронному опроміненні:

$$[VO]_{n} = \lambda_{V} \tau_{1} \frac{\exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}}\right) \left(1 - \exp\left(-\frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right)\right)}{1 - \exp\left(-\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}}\right) \exp\left(-\frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right)} \times \left(1 - \exp\left(-\left[\frac{t_{\text{off}}}{\tau_{2}} + \frac{t_{p}}{\tau_{1}}\right]\frac{t}{t_{\text{off}} + t_{p}}\right)\right).$$
(10)

3.3.1. Опис експерименту

Вираз (10) містить п'ять параметрів. Два з них (t_p і t_{off}) є відомими технічними параметрами імпульсного опромінення. Всі інші (λ_V , τ_1 та τ_2) характеризують процес утворення та відпалу VO і є невідомими. При цьому тільки λ_V й τ_1 можуть залежати від інтенсивності опромінення. Тому, щоб зменшити кількість підгоночних параметрів, константу відпалу τ_2 визначено із незалежного експерименту. Для цього частину зразків опромінювали при кімнатній температурі,

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №7

796



Рис. 4. Ізотермічний відпал VO при 360 °C

а потім проводили ізотермічний відпал при 360 °С. Результат для одного із зразків наведено на рис. 4. Отримуємо, що $\tau_2 = 50$ хв.

На рис. 1 суцільні лінії відповідають найкращому збігу теорії (10) з експериментом. Отримані значення фактора генерації вільних вакансій $\lambda_{\rm V}$ і константи відпалу τ_1 для цього випадку, залежно від інтенсивності опромінення J, наведено на рис. 5 та 6 відповідно. Як видно рис. 5, збільшення інтенсивності опромінення Ј зумовлює лінійне збільшення швидкості генерації вільних вакансій $\lambda_{\rm V}$, а це означає, що кожен електрон опромінення створює однакову кількість вільних вакансій при різних $J(\frac{\lambda_V}{J} = (7, 9 \pm 0, 2) \cdot 10^{-2}$ см⁻¹). Тобто ефективність утворення вільних вакансій не залежить від інтенсивності опромінення в діапазоні, що використовується в експерименті. Водночас, як видно з рис. 6, збільшення Ј дуже сильно (на порядки) зменшує константу відпалу τ_1 . Зменшення τ_1 означає, що іонізуюче опромінення може суттєво прискорювати відпал VO.

3.3.2. Вплив інтенсивності опромінення на два крайні етапи накопичення VO: початковий і насичення

А. Початковий етап

У цьому випадку для (10) виконується умова:

 $\begin{bmatrix} \frac{t_{\text{off}}}{\tau_2} + \frac{t_p}{\tau_1} \end{bmatrix} \frac{t}{t_{\text{off}} + t_p} \ll 1.$ Також маемо, що $t_{\text{off}} / \tau_2 \ll 1$ ($t_{\text{off}} = 3, 3 \cdot 10^{-3} \text{ c},$ $\tau_2 = 3 \cdot 10^3 \text{ c})$ i $t_p / \tau_1 \ll 1$ ($t_p = 3, 3 \cdot 10^{-6} \text{ c},$ $\tau_1 > 0, 5$ с). Тоді з (10) отримуємо

$$[VO] = \lambda_{V} \frac{t_{p}}{t_{off} + t_{p}} t = \frac{\lambda_{V}}{s} t, \quad \frac{d[VO]}{dt} = \frac{\lambda_{V}}{s}$$

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №7



Рис. 5. Залежність фактора генерації вільних вакансій від інтенсивності J електронного опромінення при 360 °C



Рис. 6. Залежність константи відпалу від інтенсивності Ј електронного опромінення при 360 °С

i

$$\frac{d[\text{VO}]}{d\Phi} = \left(\frac{1}{s}\right) \left(\frac{\lambda_{\text{V}}}{\langle J \rangle}\right) = \frac{\lambda_{\text{V}}}{J}.$$
(11)

З (11) видно, що накопичення VO на початкових етапах визначається тільки їх утворенням (генерацією вільних вакансій). При цьому швидкість та ефективність накопичення VO є сталими і від інтенсивності опромінення будуть залежати тільки тоді, коли Ј буде впливати на фактор генерації вільних вакансій $\lambda_{\rm V}$. Із рис. 2,*a* і 5 бачимо, що ефективність утворення вільних вакансій λ_V/J і початкова ефективність накопичення VO $(d[VO]/d\Phi)$ є однаковими.



Рис. 7. Відносний внесок різних механізмів відпалу: $\frac{t_{off}/t_i}{\tau_2}$ – відпал тільки за рахунок температури (між імпульсами); $\frac{1}{\tau_1}$ – відпал протягом дії імпульсу електронного опромінення і $\frac{t_{off}/t_i}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_1}$ – сумарний

Б. Етап насичення

Нелінійне накопичення VO з виходом у насичення зумовлене одночасним існуванням двох конкуруючих процесів: утворенням VO та їх відпалом. І якщо утворення відбувається зі сталою швидкістю, то швидкість відпалу пропорційна концентрації дефектів: $\frac{d[VO](t)}{dt} \sim [VO](t)$. На початковому етапі, коли концентрація VO ще невелика, відпал теж відбувається "повільно" і практично не впливає на кінцеву концентрацію, що і видно з виразу (11). Зі збільшенням часу опромінення концентрація VO зростає, відповідно збільшується швидкість відпалу та їх внесок у процес накопичення. І коли швидкість відпалу зрівняється зі швидкістю утворення, концентрація VO вийде в насичення. У нашому випадку це відбувається, коли виконується така умова:

$$\left[\frac{t_{\rm off}}{\tau_2} + \frac{t_p}{\tau_1}\right] \frac{t}{t_{\rm off} + t_p} \gg 1$$

Відповідно до (10) отримуємо, що

$$[VO]_{max} = \frac{\lambda_V}{\frac{t_{off}/t_p}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_1}}.$$
 (12)

З (12) видно, що ефективність відпалу визначається парціальним внеском двох процесів. Перший $\frac{t_{off}/t_p}{\tau_2}$ описує ізотермічний відпал між імпульсами, а другий $\frac{1}{\tau_1}$ – відпал протягом дії імпульсу опромінення. Щоб пояснити експериментальну залежність [VO]_{max}(J)

(рис. 2,6), оцінимо відносний внесок кожного механізму відпалу залежно від інтенсивності опромінення. Для цього використаємо значення констант відпалу (рис. 4, 6). Результат оцінок показано на рис. 7. Як бачимо, при $J > 0,6 \text{ мкA/cm}^2 \frac{t_{\text{off}}/t_p}{\tau_2} > \frac{1}{\tau_1}$, а при інтенсивностях $J \leq 0,2 \text{ мкA/cm}^2$ вплив радіації на відпал VO є незначним, і можна вважати, що

$$[VO]_{max} = \frac{\tau_2}{t_{off}/t_p} \lambda_V.$$
(13)

У (13) $\frac{\tau_2}{t_{\rm off}/t_p}$ =const, тому в цьому випадку концентрація VO в насиченні буде залежати від інтенсивності опромінення так само, як і фактор генерації вільних вакансій $\lambda_{\rm V}$. І, як видно з рис. 5, залежність $\lambda_{\rm V}$ від J є лінійно зростаючою, тому експериментальна залежність [VO]_{max}(J) при $J \leq 0,2 \ \mu {\rm A/cm^2}$ також змінюється аналогічно (див. рис. 2, δ).

При J > 0,6 мк
А/см² (див. рис. 7) внесок прискореного відпалу VO стає визначальним
 $\left(\frac{1}{\tau_1} > \frac{t_{\text{off}}/t_p}{\tau_2}\right)$, і відповідно до (12) отримуємо

$$[VO]_{max} = \lambda_V \tau_1. \tag{14}$$

У цьому випадку концентрація VO у насиченні визначається добутком величин швидкості генерації вільних вакансій $\lambda_{\rm V}$, і константи відпалу VO під час опромінення τ_1 . А від інтенсивності опромінення залежать обидва ці параметри: $\lambda_{\rm V}$ – збільшується (рис. 5), а τ_1 – зменшується (рис. 6). За рахунок цього загальний темп росту [VO]_{max}(J) сповільнюється, що і спостерігаємо на рис. 2,*б*.

4. Висновки

Експериментально досліджено і теоретично проаналізовано характер впливу інтенсивності імпульсного електронного опромінення на кінетику накопичення VO в Cz *n*-Si при температурі 360 °C. Встановлено, що у досліджуваному діапазоні інтенсивностей опромінення $J_p = 1,25 \cdot 10^{15} - 1,25 \cdot 10^{16}$ електрон/(см²с): а) при високотемпературному опроміненні, коли одночасно іде утворення і відпал VO, саме відпал визначає кінетику їх накопичення. Відпал є причиною нелінійного (з виходом у насичення) характеру залежності накопичення VO від дози (часу) опромінення; б) існує гранична (максимальна) концентрація VO, яка визначається як інтенсивністю опромінення, так і температурою зразків при опроміненні (сталою часу τ_2 ізотермічного відпалу);

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №7

в) ефективність утворення вакансій $d[V]/d\Phi$ (і відповідно $d[VO]/d\Phi$) не залежить від інтенсивності опромінення;

г) інтенсивність високотемпературного опромінення 1 МеВ електронами може суттєво стимулювати відпал ним же створених VO. Стала часу відпалу дефектів τ_1 протягом дії імпульсу опромінення зменшується більш ніж на два порядки при збільшенні інтенсивності на один порядок, що свідчить про вплив рівня збудження електронної підсистеми кристала на процес відпалу дефектів.

- 1. G.K. Wertheim, Phys. Rev. 110, 1272 (1958).
- 2. D.E. Hill, Phys. Rev. 114, 1414 (1959).
- E. Sonder and L.C. Templeton, J. Appl. Phys. 31, 1279 (1960).
- L.C. Kimerling, in Radiation Effects in Semiconductors 1976, IOP Conference Series **31**, ed. by N.B. Urli and J.W. Corbett (Institute of Physics, London, 1977), p. 221.
- S.D. Brotherton and P. Bradley, J. Appl. Phys. 53, 5720 (1982).
- 6. G.A. Samara, Phys. Rev. B 36, 4841 (1987).
- V.H. Markevich, A.R. Peaker, L.I. Murin, and N.V. Abrosimov, Appl. Phys. Lett. 82, 2652 (2003).
- G.D. Watkins and J.W. Corbett, Phys. Rev. **121**, 1001 (1961).
- J.W. Corbett, G.D. Watkins, R.M. Chrenko, and R.S. McDonald, Phys. Rev. **121**, 1015 (1961).
- B.G. Svensson and J.L. Lindström, Phys. Rev. 34, 8709 (1986).
- F.R. Bean and R.C. Newman, Sol. St. Commun. 9, 271 (1971).
- L.I. Murin, V.P. Markevich, T. Hallberg, and J.L. Lindström, Sol. St. Phenom. 69–70, 309 (1999).
- J.W. Corbett, G.D. Watkins, and R.S. McDonald, Phys. Rev. 135, A1381 (1964).
- L.I. Murin, V.P. Markevich, I.F. Medvedeva, and L. Dobaczewski, Semiconductors 40, 1282 (2006).
- V. Pesola, J. von Boehm, T. Mattila, and R.M. Nieminen, Phys. Rev. B 60, 11449 (1999).
- J. Coutinho, R. Jones, P.R. Briddon, and S. Öberg, Phys. Rev. B 62, 10824 (2000).
- P. Pellegrino, P. Lévêque, J. Lalita, A. Hallén, C. Jagadich, and B.G. Svensson, Phys. Rev. B 64, 195211(2001).
- M. Mikelsen, J.H. Bleka, J.S. Christensen, E.V. Monakhov, B.G. Svensson, J. Härkönen, and B.S. Avset, Phys. Rev. B 75, 155202 (2007).
- V. Neimash, A. Kraitchinskii, M. Kras'ko, V. Tishchenko, V. Voytovych, E. Simoen, and C. Claeys, in High Purity Silicon VII, The Electrochem. Soc., Pennington, New

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2010. Т. 55, №7

Jersey, Electrochem. Soc. Ser. PV **2002–20**, (2002) p. 336.

- E. Simoen, J.M. Rafi, C. Claeys, V. Neimash, A. Kraitchinskii, M. Kras'ko, V. Tishchenko, V. Voytovych, and J. Versluys, P. Clauws, Jpn. J. Appl. Phys. 42, 7184 (2003).
- E. Simoen, C. Claeys, V. Neimash, A. Kraitchinskii, M. Kras'ko, V. Tishchenko, and V. Voytovych, Sol. St. Phenom. 95–96, 367 (2004).
- V. Neimash, M. Kras'ko, A. Kraitchinskii, V. Voytovych, V. Tishchenko, E. Simoen, J.M. Rafi, C. Claeys, J. Versluys, O. De Gryse, and P. Clauws, Phys. Stat. Sol. (a) **201**, 509 (2004).
- J.-G. Xu, F. Lu, and H.-H. Sun, Phys. Rev. B 38, 3395 (1988).
- 24. J. Lalita, B.G. Svensson, and C. Jagadich, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 96, 210 (1995).
- А.Н. Крайчинский, Л.В. Мизрухин, В.И. Шаховцов, ЖТФ, 58, 1180 (1988).

Одержано 20.04.10

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ И ОТЖИГ VO-ЦЕНТРОВ В КРЕМНИИ ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Н.Н. Красько, А.Н. Крайчинский, А.Г. Колосюк, В.Б. Неймаш, В.А. Макара, Р.В. Петруня, В.Ю. Поварчук, В.В Войтович

Резюме

Исследовано кинетику накопления комплекса вакансиякислород (VO) в Cz n-Si при разных интенсивностях импульсного 1 МэВ электронного облучения при 360 °С. Показано, что при облучении, когда одновременно происходит образование и отжиг VO, кинетика их накопления является нелинейной и имеет вид кривой с насыщением вследствие именно отжига. Выявлено, что существует граничная (максимальная) концентрация VO, которая определяется как интенсивностью облучения, так и температурой образцов при облучении. Обнаружено, что облучение кремния 1 МэВ электронами при высоких температурах способно существенно стимулировать отжиг ими же созданных радиационных дефектов. При 360 °C изменение интенсивности потока электронов от $1,25 \cdot 10^{15}$ до $1,25 \cdot 10^{16}$ электрон/(см²с) не влияет заметным образом на эффективность генерации VOцентров в n-Si, но приблизительно на два порядка ускоряет их отжиг.

EFFECT OF THE INTENSITY OF ELECTRON IRRADIATION ON THE GENERATION AND ANNEALING OF VO-CENTERS IN SILICON AT HIGH TEMPERATURES

M.M. Kras'ko¹, A.M. Kraichinskyi¹, A.G. Kolosiuk¹, V.B. Neimash¹, V.A. Makara², R.V. Petrunya², V.Yu. Povarchuk¹, V.V. Voitovych¹

¹Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine (46, Nauky Ave., Kyiv 03650, Ukraine)
²Taras Shevchenko National University of Kyiv (2, Academician Glushkov Ave., Kyiv 03680, Ukraine)

Summary

The kinetics of accumulation of vacancy-oxygen (VO) complexes in Czochralski-grown (Cz) *n*-Si is studied at different intensities of a pulsed 1-MeV electron irradiation at 360 °C. It is shown that, in the case of the irradiation accompanied by the simultaneous generation and annealing of VO complexes, the kinetics of their accumulation is nonlinear and has the form of a saturated curve due namely to the annealing. It is found out that there exists a limiting (maximum) VO concentration determined both by the irradiation intensity and by the temperature of samples under irradiation. It is also established that the intensity of high-temperature irradiation of silicon by 1-MeV electrons can essentially stimulate the annealing of the VO complexes created by them. At 360 °C, the variation of the pulse irradiation intensity from 1.25×10^{15} to 1.25×10^{16} electrons/(cm²s) does not noticeably influence the efficiency of generation of VO centers in *n*-Si, but accelerates their annealing by approximately two orders of magnitude.